

Терагерцевая спектроскопия квантовых фазовых переходов и температурно-частотный скейлинг

© Б.П. Горшунов^{1,2}, А.В. Пронин¹, А.С. Прохоров^{1,2}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: gorshunov@ran.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 15 июля 2010 г.)

Последние несколько десятилетий отмечены значительным прогрессом в развитии генераторов и детекторов терагерцевого излучения (частоты от ≈ 300 GHz до ≈ 3 THz). Различного рода терагерцевые спектроскопические методики сегодня широко используются для исследований полупроводников, сверхпроводников, молекулярных магнитов, мультиферроиков, метаматериалов и других перспективных объектов. Демонстрируется, что терагерцевая спектроскопия представляет широкие и пока еще не в полной мере востребованные возможности для исследования квантовых фазовых переходов в электронно-коррелированных системах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-02-00779-а) и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы.

Одно из наиболее перспективных направлений современной физики твердого тела состоит в исследовании материалов, в которых принципиально могут реализовываться основные состояния различной природы, в результате чего эти состояния оказываются конкурирующими друг с другом: малое внешнее воздействие может приводить к „переключению“ (фазовому переходу) системы из одной фазы в другую. Подобные фазовые переходы, происходящие при нулевой температуре, называются квантовыми (КФП). КФП происходят в результате изменения некоторого внешнего параметра p (давление, магнитное поле, концентрация носителей тока и т.д.) и при его переходе через некоторое критическое значение (квантовая критическая точка — ККТ). В настоящий момент целый ряд фазовых переходов типа металл–изолятор (ФПМИ) в различных материалах исследован на предмет реализации КФП (см. работы [1–3] и приведенные там ссылки). Однако лишь в нескольких случаях квантовая природа перехода была надежно установлена [4].

Фазовые переходы характеризуются расходимостью определенных корреляционных величин, относящихся к пространственному или временному масштабам, так что при приближении к точке перехода флуктуации параметра порядка происходят все более когерентно и медленно и на все больших пространственных масштабах. Таким образом, частота ω^* флуктуаций параметра порядка стремится к нулю при приближении к точке перехода. Для любой системы с конечной температурой перехода T_c вблизи перехода должно выполняться соотношение $\hbar\omega^* \ll k_B T_c$, что означает, что такой фазовый переход находится „под контролем“ обычных тепловых флуктуаций (k_B — постоянная Больцмана). Квантовый

же фазовый переход имеет качественно иную природу: его критические флуктуации определяются не тепловой энергией $k_B T_c$, а энергией квантовых флуктуаций $\hbar\omega^*$ (\hbar — постоянная Планка). Пересечение фазовой границы при КФП происходит при изменении не температуры, а некоторого другого параметра p , например магнитного поля при квантовом эффекте Холла, электростатической энергии в массиве джозефсоновских контактов или же концентрации носителей заряда в двумерном электронном газе.

Характерная фазовая диаграмма квантового фазового перехода представлена на рис. 1. При конечной температуре T и при взаимодействии системы с зондирующим ее состояние электромагнитным излучением

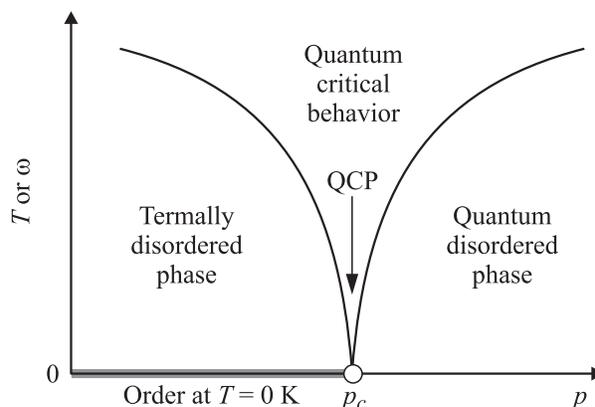


Рис. 1. Схематическая фазовая диаграмма с квантовым фазовым переходом и квантовой критической точкой (QCP) [7]. Ожидается, что в области с квантовым критическим поведением должны выполняться скейлинговые соотношения типа ω/T .

некоторой частоты ω квантовые флуктуации частоты ω^* вынуждены взаимодействовать, „конкурировать“ либо с тепловым фоном $k_B T_c$, либо с излучением энергии $\hbar\omega$. При измерении некоторого параметра системы, например ее динамической проводимости σ , вблизи ККТ (т.е. когда величина ω^* достаточно мала) можно различить три характерных режима: а) $\hbar\omega < k_B T$; б) $\hbar\omega \approx k_B T$; в) $k_B T < \hbar\omega$. В первом случае временной масштаб, задаваемый частотой зондирующего электромагнитного поля, превышает соответствующие тепловые временные масштабы. Это означает, что температурный энергетический „фон“ будет доминировать по отношению к частотному „фону“ и динамическая проводимость будет зависеть не от частоты, а только от температуры. В случае с, наоборот, пространственные и временные масштабы системы оказываются меньше соответствующих масштабов, задаваемых температурой, т.е. временные характеристики теперь будут задаваться внешним зондирующим полем частоты ω и скейлинговые соотношения должны быть зависимы от ω , но не от T . Для двух рассмотренных случаев (а и в) динамическая проводимость материала с квантовым фазовым переходом может быть выражена соотношением [5–7]

$$\frac{\sigma}{\sigma_c} = F \left[\max(\omega, T)^{1/zv} \frac{(p - p_c)}{p_c} \right]. \quad (1)$$

Здесь индекс s обозначает критические значения величин, функция F имеет различный вид для проводящего и диэлектрического состояний (по обе стороны от ККТ), z и v — статическая и динамическая критические экспоненты.

В промежуточном случае б, когда $\hbar\omega \approx k_B T$, энергии тепловая и зондирующего поля оказываются сравнимы по величине и должны вносить сопоставимый вклад в скейлинговые соотношения. В этом случае должна существовать некоторая универсальная функция, объединяющая в переходной области два предельных случая и зависящая лишь от отношения ω/T (ω/T -скейлинг).

Таким образом, измеряя динамическую проводимость по обе стороны от КФП как функцию частоты и температуры (а также, естественно, как функцию параметра, вызывающего сам КФП), можно получать информацию о характере перехода: наблюдение упомянутого выше универсального поведения проводимости, в особенности ω/T -скейлинга, может стать надежным экспериментальным тестом на предмет того, является ли конкретный исследуемый фазовый переход квантовым.

Несмотря на описанную выше ключевую роль изменений динамической проводимости [4] при определении природы фазовых переходов, имеющих в настоящее время экспериментальный материал довольно беден, в особенности для промежуточного ($\hbar\omega \approx k_B T$) и квантового ($\hbar\omega \gg k_B T$) режимов. Одна из причин состоит в том, что эти режимы реализуются на частотах терагерцевого и субтерагерцевого (THz–subTHz) диапазонов, где стандартные методики оптических измерений оказываются неэффективными [8,9]. Заметим, что

одним из методов, позволяющих проводить надежные количественные измерения динамической проводимости на THz–subTHz-частотах, является спектроскопия на основе ламп обратной волны [8,9], которая уже показала свою эффективность при исследовании различных классов электронно-коррелированных систем. Так, на примере измерения спектров динамической проводимости аморфного нитрида кремния [10,11] было продемонстрировано скейлинговое поведение проводимости вблизи ФПМИ, свидетельствующее о квантовом характере фазового перехода.

В настоящей работе рассматриваются возможности терагерцевой спектроскопии для исследования механизмов фазового перехода металл–изолятор в так называемых гидридных переключаемых зеркалах, представляющих собой системы, привлекательные с точки зрения возможной реализации ω/T -скейлинга вблизи фазового перехода.

Гидриды ряда металлов, например иттрия, лантана и некоторых других трехвалентных редкоземельных элементов R , демонстрируют резкие изменения электронных и оптических свойств при варьировании концентрации водорода. Так, тонкая пленка RH_x может быть непрерывным и обратимым образом переведена из металлического состояния с характерным для металлов блеском в состояние прозрачного диэлектрика путем незначительного изменения давления окружающей пленку водородной атмосферы [12,13] (отсюда название — „переключаемые зеркала“). При переключении происходят изменения оптических и электронных свойств материала. YH_x , например, трансформируется из состояния типа металлического зеркала YH_2 в прозрачное диэлектрическое состояние YH_3 с запрещенной зоной порядка 2.6 eV. При этом наблюдается возрастание статического сопротивления на несколько порядков величины. Важно, что при переходе металл–изолятор в металлических гидридах не происходит изменения структуры материала, т.е. трансформация свойств не является следствием „тривиального“ фазового перехода первого рода.

Теоретические подходы объяснения механизма перехода в металл-гидридах группируются вокруг двух основных направлений. Первое предполагает существенное участие фононной подсистемы и решеточных искажений типа пайерлсовских, второе — сильные электрон-электронные взаимодействия (см. обзор соответствующих моделей в работе [14]).

В работах [15,16] был обнаружен альтернативный способ стимулировать ФПМИ в иттриевом гидриде — путем реализации задержанной фотопроводимости под влиянием ультрафиолетового излучения. Этот способ обеспечивает возможность исследования механизма фазового перехода при низких температурах, поскольку индуцировать переход путем изменения давления водородной атмосферы при температурах ниже ≈ 200 K оказывается невозможным ввиду затрудненной диффузии водорода. Важным выводом, сделанным авторами [15,16]

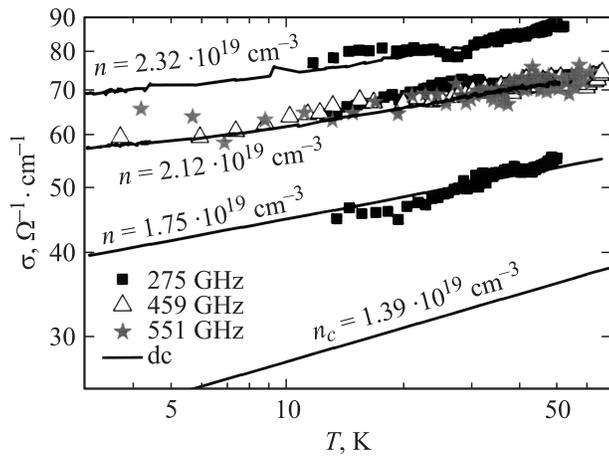


Рис. 2. Температурная зависимость статической и динамической проводимости YH_x ($x = 2.9$) в металлической фазе, индуцированной ультрафиолетовым излучением [7].

на основе скейлингового анализа температурного поведения проводимости YH_x , является заключение о квантовом характере фазового перехода в YH_x и о существенной роли электрон-электронных корреляций. Согласно [15,16], вблизи температуры перехода температурная зависимость статической проводимости YH_x описывается выражением (1). При этом величина произведения статической и динамической критических экспонент оказывается довольно большой, $z\nu = 6.0 \pm 0.5$, что свидетельствует о важной роли межэлектронных взаимодействий. Кроме того, оказалось, что скейлинговые соотношения выполняются при довольно высоких температурах, вплоть до $T = 50$ К. А это означает, что металлические гидриды, в частности YH_x , оказываются модельными объектами для исследования природы фазового перехода с помощью терагерцевой спектроскопии. Действительно, так как тепловая энергия, соответствующая температуре 50 К, отвечает частоте излучения $k_B T/h = 1.04$ ТГц, оказывается возможным исследовать значительную часть фазовой диаграммы (рис. 1) с квантово-критическим поведением с помощью современных методов терагерцевой спектроскопии. Немаловажным фактором при этом является также простота приготовления высококачественных металл-гидридных пленок [14] с размерами, достаточно большими для надежных измерений ТГц-спектров проводимости и диэлектрической проницаемости.

В недавних работах [17,18] с применением спектрометра на диодах Ганна [19] были исследованы электродинамические свойства тонких пленок YH_x ($x = 2.9$). На нескольких фиксированных частотах между 200 и 600 GHz были измерены температурные зависимости коэффициента пропускания ряда образцов с электронными концентрациями n , отвечающими состояниям по обе стороны от критической концентрации n_c ($n_c = 1.39 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ для $\text{YH}_{2.9}$), при которой происходит ФПМИ. Перевод $\text{YH}_{2.9}$ из металлического состояния

в диэлектрическое осуществляется путем облучения ультрафиолетовым излучением. На основе спектров пропускания были рассчитаны температурные зависимости динамической проводимости, которые сравнивались с температурным поведением статической проводимости. Как видно из результатов, показанных на рис. 2, в металлической фазе статическая и динамическая проводимости $\text{YH}_{2.9}$ практически неотличимы и поэтому должны следовать одинаковым скейлинговым зависимостям. Поскольку энергии квантов излучения, использованного при измерениях, соответствуют температурам 13–26 К, которые полностью перекрывались в эксперименте (рабочий интервал температур составил от 4 до 50 К), т.е. реализовывалось условие $\hbar\omega \approx k_B T$, можно было ожидать выполнения ω/T -скейлинговых соотношений, чего, однако, не наблюдалось. В то же время оказалось, что по другую сторону от точки фазового перехода, в диэлектрической фазе, эти соотношения выполняются с хорошей точностью. Это демонстрирует рис. 3, откуда видно, что значения динамической проводимости, измеренные при разных температурах и на различных частотах, практически совпадают при их пересчете в зависимости от величины $\hbar\omega/k_B T$ (хотя измерения были выполнены лишь на двух довольно близких частотах и для одной концентрации вблизи критической). Таким образом, можно сказать, что результаты работ [17,18] не вписываются в картину, основанную на том, что фазовый переход в $\text{YH}_{2.9}$ является квантовым: согласно теоретическим представлениям, в таком случае скейлинговые соотношения должны были бы выполняться по обе стороны от фазовой границы.

Следует отметить, однако, что применение диодов Ганна не позволяет реализовать широкую развертку по частоте и записывать спектры, что крайне желательно для выявления скейлинговых ω/T -соотношений. Вдобавок высокая монохроматичность излучения диодов Ганна является причиной появления в измерительном

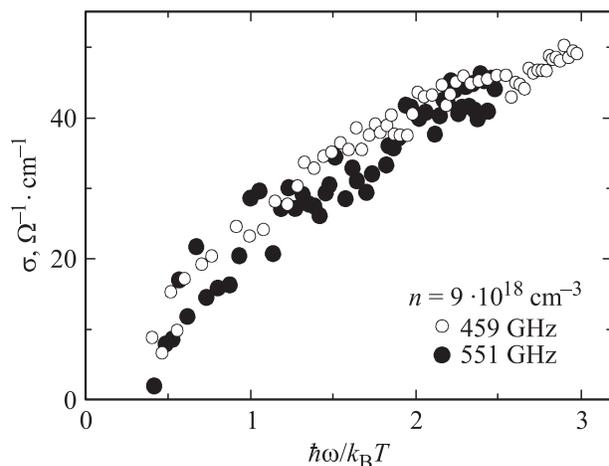


Рис. 3. ω/T -скейлинг динамической проводимости YH_x ($x = 2.9$), измеренной в диэлектрической фазе на частотах 459 и 551 GHz [17,18].

тракте спектрометра стоячих волн, возникающих при переотражениях рабочего излучения от многочисленных элементов тракта (окна криостата, поляризаторы, зеркала и др.). Такие стоячие волны ограничивают точность абсолютных измерений и могут скрывать истинную частотную зависимость проводимости в металлической фазе. Поэтому для окончательных заключений о природе фазового перехода в YH_x необходимо проведение дополнительных прецизионных измерений в более широком интервале частот.

Другим объектом, подходящим для экспериментального исследования возможности реализации температурно-частотного скейлинга при ФПМИ, является двумерный электронный газ в МОП-транзисторах [20,21]. Наличие в таких системах ФПМИ вызывает интерес как в фундаментальном, так и в прикладном отношении. При концентрациях носителей выше критической n_c статическое сопротивление таких систем ведет себя металлическим образом (понижается при охлаждении) вплоть до самых низких температур (десятки милликельвинов). В то же время при $n < n_c$ температурный ход сопротивления оказывается типичным для диэлектриков. Другими словами, при варьировании концентрации носителей в подобных двумерных электронных системах реализуется ФПМИ. В точке $n = n_c$ сопротивление практически не зависит от температуры и имеет величину порядка кванта электрического сопротивления $h/e^2 \approx 25.6 \text{ k}\Omega$. Внешнее магнитное поле в несколько тесла подавляет металлическое поведение и приводит к значительному положительному магнетосопротивлению по обе стороны от фазовой границы. Механизмы металлической проводимости и положительного магнетосопротивления остаются пока невыясненными. Для описания микроскопии ФПМИ в двумерных электронных системах предлагаются два основных подхода, базирующиеся на межэлектронных взаимодействиях (квантовый переход) и на перколяционном механизме [1–3]. В этом отношении важную роль могли бы сыграть измерения динамической проводимости на subTHz-частотах, т. е. в области, где энергия кванта зондирующего электромагнитного излучения сопоставима с тепловой энергией.

Таким образом, в настоящей работе на примере металл-гидридных переключаемых зеркал и МОП-структур с двумерным электронным газом описано современное состояние дел в области исследования механизмов квантовых фазовых переходов типа металл-изолятор и проиллюстрирован высокий, но пока практически нереализованный потенциал экспериментального метода терагерцевой спектроскопии для выяснения этих механизмов.

Список литературы

- [1] D. Belitz, T.R. Kirkpatrick. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 261 (1994).
 [2] S.L. Sondhi, S.M. Girvin, J.P. Carini, D. Shahar. *Rev. Mod. Phys.* **69**, 315 (1997).

- [3] M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
 [4] H.v. Löhneysen, A. Rosch, M. Vojta, P. Wölfle. *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1015 (2007).
 [5] S. Sachdev. In: *Dynamical properties of unconventional magnetic systems* / Eds A. Skjeltorp, D. Sherrington. NATO Sci. Ser. E: Applied Sciences. Kluwer Academic, Dordrecht (1997). V. 349.
 [6] K. Damle, S. Sachdev. *Phys. Rev. B* **56**, 8714 (1997).
 [7] M. Vojta. *Rep. Prog. Phys.* **66**, 2069 (2003).
 [8] Б.П. Горшунов, А.А. Волков, А.С. Прохоров, И.Е. Спектор. *ФТТ* **50**, 11, 1921 (2008).
 [9] Б.П. Горшунов, А.С. Прохоров, И.Е. Спектор, А.А. Волков. *Изв. вузов. Радиофизика* **48**, 10–11, 926 (2005).
 [10] H.-L. Lee, J.P. Carini, D.V. Baxter, G. Grüner. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4261 (1998).
 [11] E. Helgren, L. Zeng, K. Burch, D. Basov, F. Hellman. *Phys. Rev. B* **73**, 155 201 (2006).
 [12] N. Huijberts, R. Griessen, J.H. Rector, R.J. Wijngaarden, J.P. Dekker, D.G. de Groot, N.J. Koeman. *Nature* **380**, 231 (1996).
 [13] R. Griessen, J.N. Huijberts, M. Kremers, A.T.M. von Gogh, N.J. Koeman, J.P. Decker, P.H.L. Notten. *J. Alloys Comp.* **253–254**, 44 (1997).
 [14] R. Griessen, I.A.M.E. Giebels, B. Dam. *Optical properties of metal-hydrides: switchable mirrors*. Preprint (2004); <http://www.nat.vu.nl/~griessen/SwitchableMirrors/ReviewSwitchableMirrors10AUG04.pdf>.
 [15] A.F. Th. Hoekstra, A.S. Roy, T.F. Rosenbaum, R. Griessen, R.J. Wijngaarden, N.J. Koeman. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5349 (2001).
 [16] A.F.Th. Hoekstra, A.S. Roy, T.F. Rosenbaum. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, 1405 (2003).
 [17] I.G. Romijn, A.V. Pronin, H.B. Brom, A.F.Th. Hoekstra. *Phys. Rev. B* **70**, 193 106 (2004).
 [18] A.V. Pronin, I.G. Romijn, H.B. Brom, A.F.Th. Hoekstra. *Physica B* **359–361**, 1475 (2005).
 [19] J.A. Reedijk, H.C.F. Martens, B.J.G. Smits, H.B. Brom. *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 478 (2000).
 [20] S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Iorio. *Phys. Rev. B* **50**, 8039 (1994).
 [21] S.V. Kravchenko, W.E. Mason, G.E. Bowker, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Iorio. *Phys. Rev. B* **51**, 7038 (1995).